Messung des g-Faktors des 469 keV $11/2^-$-Niveaus im ^{109}Cd durch zeitlich differentielle und stroboskopische Beobachtung gestörter γ-Winkelkorrelationen nach der Reaktion $^{109}Ag(p,n)^{109}Cd^*$

von

Eberhard Jaeschke

aus

Stolp

1970 № 499

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41548826_0007

Messung des g-Faktors des 469 keV $11/2^-$-Niveaus im ^{109}Cd durch zeitlich differentielle und stroboskopische Beobachtung gestörter γ-Winkelkorrelationen nach der Reaktion $^{109}Ag(p,n)^{109}Cd^*$

Der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg
zur
Erlangung des Doktorgrades

vorgelegt
von

Eberhard Jaeschke
aus
Stolp

INHALTSVERZEICHNIS

		Seite
I.	EINLEITUNG	1
II.	PRINZIP DER VERWENDETEN MESSMETHODEN	
	1) Spinrotationsmessungen	3
	2) Stroboskopische Beobachtung der Larmor-präzession	6
III.	EXPERIMENTELLE ANORDNUNG	8
	1) Das Pulsungssystem	8
	2) Strahlführung und Targetaufbau	9
	3) Meßelektronik	12
	a) Die Meßelektronik bei Spinrotations-messungen	12
	b) Die Meßelektronik bei Stroboskopie-messungen	14
IV.	EIGENSCHAFTEN DES UNTERSUCHTEN NIVEAUS	16
V.	EXPERIMENTELLE ERGEBNISSE	17
	1) Messung des verzögerten γ-Spektrums und der Lebensdauer	17
	2) Ergebnisse der Spinrotationsmessungen	22
	3) Ergebnisse der Stroboskopiemessungen	24
	4) Korrektur des gemessenen g-Faktors	26
VI.	THEORETISCHE BETRACHTUNGEN UND DISKUSSION DER MESSERGEBNISSE	27
	1) Das magnetische Dipolmoment im strengen Einteilchenmodell - Schmidtwerte	27
	2) Korrektur des Schmidtwertes für das magnetische Moment durch Berücksichtigung von Konfigurationsmischungen	29
	3) Vergleich der experimentellen Daten mit den theoretischen Berechnungen	33
VII.	SCHLUSSBEMERKUNG	38

UNIV. LEIDEN BIBL.

I. EINLEITUNG

Die Kenntnis magnetischer Dipolmomente angeregter Kernniveaus ist für das Verständnis der Struktur dieser Niveaus von großer Bedeutung. Schon 1937 wurde das Einteilchen-Schalenmodell für die Vorhersage der magnetischen Dipolmomente der Grundzustände von Kernen mit ungerader Nukleonenzahl entwickelt. Besonders in der Nähe abgeschlossener Protonen- oder Neutronenschalen liefert dieses Modell [Sch 37] zumindestens qualitativ richtige Werte, die als die bekannten Schmidtlinien den Wertebereich der gemessenen Momente begrenzen. Die quantitativen Abweichungen, die teilweise recht erheblich sind, legen den Schluß nahe, daß die bei der Formulierung dieses strengen Einteilchenmodells vernachlässigten Restwechselwirkungen einen starken Einfluß auf den tatsächlichen Wert des magnetischen Moments haben. H. Noya und Mitarbeiter [NAH 58] nehmen Restwechselwirkungen als Ursache für die Beimischung höher angeregter Schalenmodellkonfigurationen zum Schalenmodellgrundzustand an und berechnen mit Störungsrechnung erster Ordnung Korrekturen für die Schmidtwerte, die auf Grund ihrer Richtung wie ihres Betrages zu recht genauen theoretischen Werten für das magnetische Moment führen.

Es war das Ziel dieser Arbeit, am 469 keV $11/2^-$-Niveau im ^{109}Cd, einem mittelschweren Kern in der Nähe der "magischen" Protonenschale Z = 50, die Vorhersagen der Konfigurationsmischungstheorie mit dem Experiment zu vergleichen und darüber hinaus Aufschluß über die wahrscheinlichste Nukleonenkonfiguration zu erhalten.

Im Gebiet der ungeraden Cadmiumisotope treten im Energiebereich von 180 keV (^{115}Cd) bis 469 keV (^{109}Cd) $11/2^-$-Niveaus der Neutronenkonfiguration $(1h_{11/2})^9$ auf, die wegen des hohen Drehimpulses bei niedriger Anregungsenergie isomer sind.

Die gemessenen Lebensdauern liegen zwischen 14 y beim ^{113}Cd und 8.9 μsec beim ^{109}Cd. Die magnetischen Dipolmomente der langlebigsten dieser Niveaus sind für die Kerne $^{111-115}$Cd aus optischen Doppelresonanzmessungen [SMN 64] [MDN 64] [LMD 69] bekannt. Das $11/2^-$-Niveau im ^{109}Cd kann aber wegen seiner kürzeren Lebensdauer nicht mehr mit optischen Methoden untersucht werden, so daß sich in diesem Fall Spinrotationsmessungen (zeitlich differentielle Messungen gestörter Winkelkorrelationen) und Stroboskopieuntersuchungen [CMR 68] mit dem gepulsten Strahl des Erlanger Tandem-Van-de-Graaff-Beschleunigers nach einer (p,n)-Reaktion am ^{109}Ag anboten. Die beiden genannten Methoden werden im Kapitel II kurz erörtert. In Kapitel III wird die experimentelle Anordnung beschrieben, mit der die Messungen an dem in Kapitel IV diskutierten Kernniveau durchgeführt wurden. Die in Kapitel V angegebenen Meßergebnisse werden schließlich in Kapitel VI mit theoretischen Vorhersagen verglichen.

II. PRINZIP DER VERWENDETEN MESSMETHODEN

1) SPINROTATIONSMESSUNGEN

Die Methode der zeitlich differentiellen Beobachtung magnetisch gestörter Winkelkorrelationen (Spinrotationsmessungen) zur Bestimmung von g-Faktoren angeregter Kernniveaus ist in der Literatur in einer Reihe von Arbeiten ausführlich beschrieben worden [AlS 64] , [FrS 64] . Hier soll nur eine kurze Erläuterung des Prinzips speziell in Hinblick auf die Verwendung eines gepulsten Teilchenstrahls gegeben werden.

Der bei einer Kernreaktion von den Geschoßteilchen auf den Targetkern (Abb. 1) übertragene Bahndrehimpuls steht senkrecht auf der Richtung des einfallenden Teilchenstrahls.

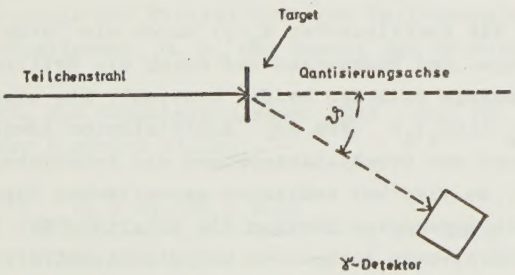

Abb. 1: Zähler-Target-Geometrie bei Spinrotations- und Stroboskopiemessungen.

Dies hat zur Folge, daß die angeregten Kerne bei der Reaktion bevorzugt in Zuständen kleiner m-Quantenzahlen gebildet werden, - der Strahl sei die Quantisierungsachse. Das bedeutet: Das Ensemble der angeregten Kerne besitzt ein Alignement. Mißt man nun die Intensität der dieses Niveau entvölkernden γ-Strahlung in Abhängigkeit vom Winkel ϑ zwischen Strahlrichtung und Beobachtungsrichtung, so erhält man folgenden Ausdruck für die Emissionswahrscheinlichkeit:

$$W(\vartheta) = \sum_{k \text{ gerade}} A_k(R)\, A_k(\gamma)\, P_k(\cos\vartheta)$$

Mit $P_k(\cos\vartheta)$ = Legendrepolynom.

Hierbei hängen die Koeffizienten $A_k(R)$, die das bei der Reaktion erzeugte Alignement beschreiben, vom speziellen Mechanismus der Kernreaktion ab.

Im allgemeinen, - besonders aber bei der üblichen Verwendung dicker Targets - lassen sich keine quantitativen Aussagen über die $A_k(R)$ machen.

Hingegen werden die Koeffizienten $A_k(\gamma)$ durch die Spins $\underline{I}_i$ und $\underline{I}_f$ von Anfangs- und Endzustand und durch die Multipolarität L des γ-Übergangs zwischen beiden bestimmt. Sie sind mit den bekannten F_k (LLI_fI_i) [FrS 64] Koeffizienten identisch. Legt man senkrecht zur Strahl-Zählerebene ein konstantes Magnetfeld B an, so wird bei endlichem magnetischen Dipolmoment der Kerne im angeregten Zustand die Entartung der $2I_i+1$ magnetischen Unterniveaus aufgehoben und die Winkelverteilung gestört. Der quantenmechanische Erwartungswert des Ensembles der Kernspins vollführt eine Präzessionsbewegung um die Feldrichtung mit der Larmorfrequenz

$$\omega_L = -\frac{\mu_K}{\hbar} \cdot g \cdot B$$

μ_K Kernmagneton
g g-Faktor
B magnetische Induktion

Die Winkelverteilung ist somit zeitabhängig geworden und hat die Form

$$W(\vartheta,t,B) = \sum_{k\ \text{gerade}} A_k P_k [\cos(\vartheta - \omega_L t)] \quad ; \quad A_k = A_k(R) A_k(\gamma)$$

Nimmt man an, - und im hier beschriebenen Experiment wurde dies getan - daß die Glieder mit $k > 2$ gegen den A_2-Term vernachlässigbar sind, so kann man schreiben

$$W(\vartheta,t,B) = 1 + b_2 \cos [2(\vartheta - \omega_L t)] \quad ; \quad b_2 = \frac{3A_2}{4+A_2}$$

Beobachtet man die zeitliche Abhängigkeit der ein isomeres Niveau der Lebensdauer τ entvölkernden γ-Intensität bei konstant gehaltenem Winkel θ , so erhält man:

$$I(\theta,t,B) = I_o\, e^{-\frac{t}{\tau}} [1+b_2 \cos 2[\theta - \omega_L t]] + U; \quad U = \text{Untergrund}$$

Diese Funktion läßt sich experimentell bestimmen, wenn man das Experiment mit einem gepulsten Strahl durchführt. Durch die genaue Kenntnis der Eintreffzeit des Teilchenpulses am Target ist der Zeitnullpunkt, d. h. der Moment der Aktivierung definiert.

Mit Hilfe des Computerprogramms SRAP [Pau 70] läßt sich leicht folgender Ausdruck bilden:

$$(2,1) \qquad \frac{I_{exp}(\Theta,t,B) - I(\Theta,t,B=0)}{I(\Theta,t,B=0) - U} = b_2 \sin(2\omega_L t + \varphi)$$

Aus der Periode dieser Funktion erhält man bei bekanntem Feld den g-Faktor.

Es besteht ferner die Möglichkeit, gleichzeitig mit zwei unter 90° zueinander angebrachten Detektoren zu messen, und den Ausdruck

$$(2,2) \qquad R(t) = \frac{I_{exp}(\Theta,t,B) - I'_{exp}(\Theta \pm 90^{\circ},t,B)}{I_{exp}(\Theta,t,B) + I'_{exp}(\Theta \pm 90^{\circ},t,B)} = b_2 \cos(2\omega_L t + \varphi)$$

auszuwerten.[+] (Der Strich kennzeichnet eine Normierung der mit dem zweiten Detektor erhaltenen Zählrate.) Dieses Verfahren bringt bei gleicher Meßzeit eine Verbesserung des statistischen Fehlers des g-Faktors und, bei Verwendung nur eines Zeit-Amplitudenkonverters (siehe Abschn. III,3 a) eine Verringerung des Einflusses von Nichtlinearitäten des TPC auf das Meßergebnis. Ferner können hier Beiträge von etwa vorhandenen A_4 Termen eher vernachlässigt werden.

2) STROBOSKOPISCHE BEOBACHTUNG DER LARMORPRÄZESSION

Die Genauigkeit einer g-Faktorbestimmung läßt sich durch die von Christiansen und Mitarbeitern [CMR 68] angegebene Methode der stroboskopischen Beobachtung der Larmorpräzession noch erheblich steigern.

Wählt man bei einem Spinrotationsexperiment die Pulsfolgezeit T_o (Abb. 2) "viel kürzer" als die Lebensdauer τ des untersuchten Niveaus, so wird die von einem Strahlpuls erzeugte Aktivität auch noch während einer Anzahl weiterer Impulsfolgezeiten zur Intensität beitragen. Macht man nun $T_o = \pi/\omega_L$, d. h. aktiviert man synchron zur doppelten Larmorfrequenz, so überlagern sich die Modulationen der einzelnen exponentiellen Abfälle phasenrichtig, und es tritt eine resonanzartige Verstärkung des Effektes ein.

[+] Nach Untergrundkorrektur

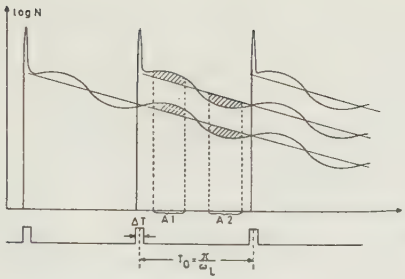

Abb. 2: Intensitätsüberlagerung bei Stroboskopie [CMR 68]

Man mißt mit zwei unter 90° zueinander stehenden Detektoren A und B und registriert nur Ereignisse, die in die speziell gewählten Zeitfenster A1 und B2 im Maximum und A2 und B1 im Minimum der Modulation fallen.

Das als Funktion des angelegten Magnetfeldes aufgetragene Doppelverhältnis der Zählraten

$$\frac{N(A1)}{N(A2)} \cdot \frac{N(B2)}{N(B1)}$$

liefert mit der Bedingung $T_o \ll \tau$ eine Lorentzkurve, deren relative Breite nach [CMR 68] durch

$$\frac{\Delta B}{B} = \frac{T_o}{n \cdot \pi} \left(\frac{1}{\tau} + \frac{1}{\tau_{rel}} \right)$$

gegeben ist. (n ist die Anzahl der in das Pulsintervall T_o fallenden Modulationsperioden, τ_{rel} die Relaxationszeit des bei der Kernreaktion erzeugten Alignements.) Es wird deutlich, daß die Resonanzkurve bei großem τ und τ_{rel} und kleinem T_o, sowie großem n sehr schmal werden kann. Durch die so exakte Bestimmung der Resonanzfeldstärke ist bei entsprechend genau definiertem T_o eine sehr genaue g-Faktormessung möglich.

III. EXPERIMENTELLE ANORDNUNG

1) DAS PULSUNGSSYSTEM

Um am Erlanger Tandembeschleuniger Spinrotations- und Stroboskopieexperimente an isomeren Zuständen im μsec-Lebensdauerbereich durchführen zu können, wurde das vorhandene Pulsungssystem [JRI 69] um ein Zusatzgerät [BFJ 70] erweitert (Abb. 3). Es besteht aus einem quarzgesteuerten Triggergenerator, einer Impulsformerstufe +) und einem Impulsleistungsverstärker, der auf Ablenkplatten am Hochenergieende des Beschleunigers arbeitet. Am Triggergenerator können Pulsfolgezeiten von 1 µsec bis 1 msec digital in Schritten von 1 µsec eingestellt werden. Das t=0 Signal für die Zeitmessungen, das noch um den Faktor 2 bzw. 4 gegenüber der

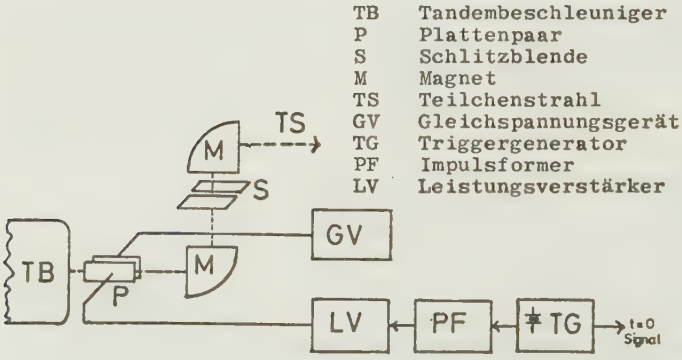

Abb. 3: Schematische Darstellung des verwendeten Pulsungssystems.

+) Impulsgenerator Typ Hewlett-Packard 8002A

Pulsfolgefrequenz untersetzt werden kann, wird vom Triggergenerator abgeleitet. Dies ist statthaft, denn bei den gewählten Pulsdaten im µsec-Bereich können die Schwankungen der Eintreffzeit des Teilchenpulses am Target von max. 5 nsec, hervorgerufen durch Veränderungen der Teilchenbahnen im Magnet-Analysiersystem des Beschleunigers, vernachlässigt werden.

2) STRAHLFÜHRUNG UND TARGETAUFBAU

Der gepulste Protonenstrahl von 10 MeV Energie wurde mit Hilfe eines magnetischen Quadrupoldupletts durch ein aus einer variablen [+)] und einer feststehenden Blende bestehendes Blendensystem auf das Target fokussiert (Abb. 4).

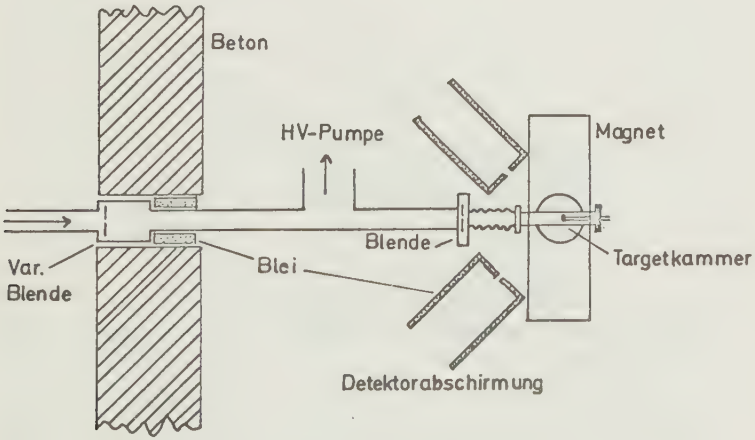

Abb. 4: Strahlführung und Targetaufbau

+) Hahn-Meitner-Institut, Berlin

Der Strahlbrennfleck auf dem Target hatte einen Durchmesser von ca. 4 mm bei mittleren Teilchenströmen von ca. 20 nA. Da durch das "Abschälen" des Teilchenstrahls an der variablen Blende eine erhebliche n- und γ-Untergrundstrahlung auftritt, wurde diese Blende vom eigentlichen Meßplatz durch eine Mauer aus Beton und Bleiziegeln abgeschirmt. Um eine frühzeitige Zerstörung des bei der Kernreaktion aufgebauten Alignements der angeregten Kerne durch innere Felder und Feldgradienten im Festkörper zu vermeiden, wurde als Target flüssiges metallisches Silber bei Temperaturen von ca.1000°C verwendet [WoS 67] , [CMR 68]. Der Targetaufbau ist aus Abb. 5 ersichtlich.

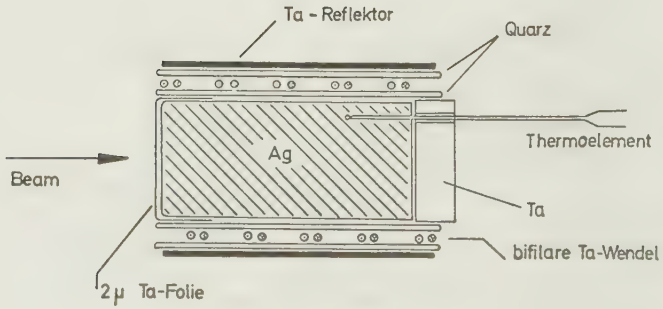

Abb. 5: Querschnittszeichnung des Targetofens (schematisch)

Der eigentliche Targetofen besteht aus zwei ineinandergeschobenen Quarzrohren, zwischen denen die bifilare Heiz-

wicklung aus 0,7 mm Ø Tantaldraht liegt. Um Strahlungsverluste klein zu halten, ist das äußere Rohr von einem Reflektor aus Tantalblech umgeben. Das Eintrittsfenster für den Protonenstrahl ist eine 2 μ dicke Tantalfolie (3,3 mg/cm^2), in der 10 MeV Protonen nur 60 keV ihrer Energie verlieren [Wha 57]. Die Rückseite des Ofens ist mit einem Tantalblock verschlossen, der in einer Bohrung ein in das flüssige Silber eintauchendes Chromnickel-Nickel Coaxialthermoelement mit Edelstahlummantelung haltert. Tantal wurde deshalb bevorzugt als Werkstoff verwendet, weil es bei der Temperatur des flüssigen Silbers nicht mit diesem legiert. Die zur Aufrechterhaltung der Targettemperatur von 1000°C erforderliche Heizleistung beträgt ca. 120 W.

Der Ofen ist mit seinen Stromzuführungen auf einen 2" HVEC-Normflansch montiert, der die eine Seite der eigentlichen Targetkammer abschließt. Diese Kammer ist ein 30 cm langes Rohr aus Duran 50 Glas mit einer Wandstärke von 2 mm und einem Außendurchmesser von 40 mm, das mittels einer O-Ring-Quetschkupplung und einem Federbalg an das 2"-Strahlrohr der "Extension" angeschlossen ist. Das Hochvakuum in der Apparatur wurde mit einem Diffusionspumpstand mit maschinengekühltem Baffle (Saugvermögen 500 l/sec effektiv) während der Messung auf Werten $< 1 \cdot 10^{-5}$ Torr gehalten.

Die Targetkammer ist zwischen den zylindrischen Polkernen (Durchmesser 20 cm, Abstand 6 cm) eines Doppeljoch Elektromagneten [+)] angebracht, der bei dieser Geometrie eine Feldhomogenität von $\Delta B/B \leqslant 10^{-4}$ in einem zylindrischen Volumen von 10 cm Durchmesser garantiert. Das Magnetfeld wurde mit einem Kernresonanzmagnetfeldmeßgerät [++)] bestimmt,

---

+) Typ B-E20 C8 Fa. Bruker Physik, Karlsruhe

++) Hersteller: AEG-Telefunken; Frequenzzähler Typ 5245L Hewlett and Packard

und während der einzelnen Messungen ständig kontrolliert. Die Meßgenauigkeit des Gerätes ist nach Angaben des Herstellers besser als $1 \cdot 10^{-5}$. Aus der Güte des Resonanzsignals und Kontrollmessungen an verschiedenen Stellen der Targetkammer wurde als oberer Wert für einen Fehler bei der Feldmessung $1 \cdot 10^{-3}$ angenommen.

3) MESSELEKTRONIK

Die bei der Kernreaktion erzeugte γ-Strahlung wurde mit zwei 1 1/2"Ø x 1"NaJ(Tl) Szintillationskristallen in einem Abstand von 35 cm zum Target und unter Rückwärtswinkeln ($\pm$ 135°) nachgewiesen. Diese Kristalle waren über 30 cm lange Lichtleiter aus Plexiglas an ein ausgesuchtes Paar rauscharmer schneller Photomultiplier des Typs 56 DVP-03A angekoppelt. Die Verwendung von Lichtleitern und die zusätzliche doppelte Abschirmung der Multiplierröhren mit Mu-Metallzylindern waren notwendig, um Verstärkungsschwankungen ($\Delta V/V$) auf Grund von Streufeldern des Elektromagneten zu verhindern. Eine andere Ursache für Verstärkungsänderungen der Multiplier sind γ-Intensitätsschwankungen auf Grund von Strahlstromschwankungen des Beschleunigers, die aber durch Einsatz von speziellen, mit Zenerdioden aufgebauten Spannungsteilerschaltungen für die Dynodenspannungsversorgung [Fro 70] klein gehalten werden konnten ($\Delta V/V \leqslant 2 \cdot 10^{-2}$).

Beide Szintillationszählermontagen waren in zylindrischen Bleiabschirmungen von 2 cm Wandstärke untergebracht, um den Nachweis nicht erwünschter Untergrundstrahlung gering zu halten.

a) Die Meßelektronik bei Spinrotationsmessungen
Die Abb. 6 zeigt ein Blockschaltbild der zur Spinrotationsmessung verwendeten Elektronik, die wegen der in Ref. [Fro 70]

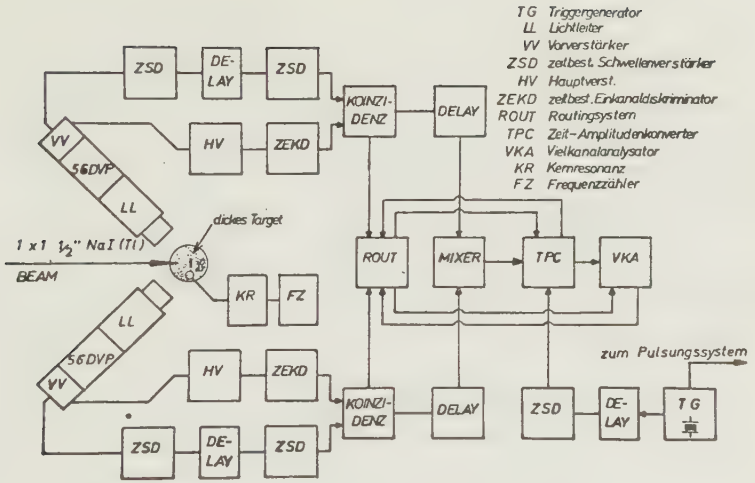

Abb. 6: Blockschaltbild der zu den Spinrotationsmessungen verwendeten Elektronik.

gegebenen genauen Beschreibung hier nur kurz erläutert werden soll. Die an den Anoden des Photomultipliers ausgekoppelten schnellen Stromsignale werden in zeitbestimmenden Schwellenverstärkern nach der Impulshöhe diskriminiert. Die Diskriminatorausgangsimpulse werden in schnellen Koinzidenzen (Auflösezeit 50 nsec) mit den zur untersuchten γ-Strahlung gehörenden, an den 10.Dynoden abgenommenen, energieproportionalen Signalen zur Koinzidenz gebracht. Die Ausgangssignale der Koinzidenzen gelangen über Delays und einen Signalmixer an den Starteingang des Zeit-Amplitudenkonverters (TPC). Aus dem quarzgesteuerten Triggergenerator (TG) des Pulsungssystems werden die Stoppsignale für den TPC abgeleitet. Damit mißt man also jeweils das Zeitintervall zwischen Nachweis des γ-Quants und dem nächstfolgenden Strahlpuls.

Ein den Vielkanalanalysator [+)] (VKA) und den TPC einbeziehendes Routingsystem ordnet die Zeitspektren der beiden Zweige den Hälften des VKA zu. Dieses Routingsystem unterbricht ca. 20 nsec nach Eintreffen eines verwertbaren Startsignals ("Valid Start") den "Zustrom" weiterer Startsignale und aktiviert den TPC erst wieder nach der Fertigmeldung des VKA. Auf diese Weise wird die Startrate am TPC auch bei hohen Zählraten gerade nur so groß gehalten, wie sie der mit großer Totzeit (ca. 60 µsec bei mittlerer Kanalnummer) behaftete VKA zu verarbeiten gestattet. Typische Zählraten waren: Zeitsignal ungegatet 50 - 100 kHz, Startrate 0,5 - 1 kHz.

Die Zeitachse der Spinrotationsspektren wurde dadurch geeicht, daß bei gleichbleibender Stopprate am TPC die Pulsfolgefrequenz des Pulsungssystems erhöht und somit mehrere prompte Peaks, - d. h. Linien im Zeitspektrum, die von der nach der Kernreaktion prompt erfolgenden γ-Strahlung herrühren - registriert wurden.

Der Inhalt des Vielkanalanalysators wurde mit Hilfe des zur PDP7 Rechenanlage gehörenden Analysator-Transfersystems direkt in den Kernspeicher der PDP7 eingelesen und nach einer groben Vorauswertung durch das Programm SPINRO [Pau 70] auf Magnetband geschrieben.

b) Die Meßelektronik bei Stroboskopiemessungen

Die Abb. 7 zeigt ein Blockschaltbild der zu Stroboskopiemessungen verwendeten Elektronik. Ein großer Teil, einschließlich der energieselektierenden schnellen Koinzidenzen ist mit der Spinrotationselektronik identisch. Hiervon abweichend werden jedoch vom Triggergenerator des Pulsungssystems über digitale Verzögerungen und Impulsformerstufen Impulse von etwa 1/4 Länge der Modulationsperiode bei $t=5/8\ T_o$ und $t=7/8\ T_o$ (T_o = Pulsabstand) abgeleitet, die mit den energie-

---

[+)] Typ Nuclear Data ND 180

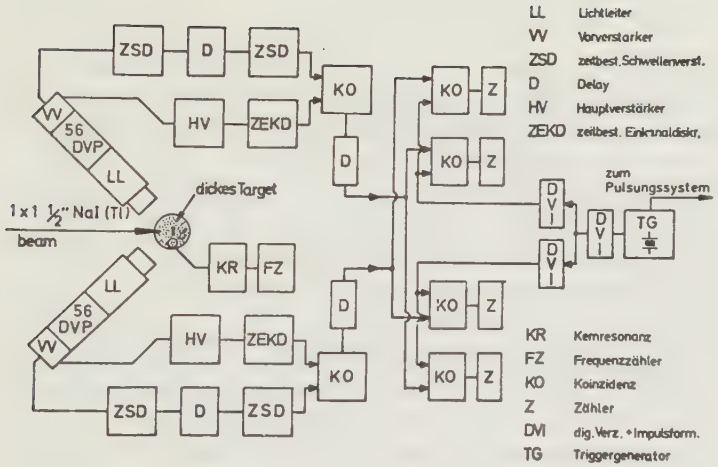

Abb. 7: Blockschaltbild der zu den Stroboskopiemessungen verwendeten Elektronik.

selektierten schnellen Anodensignalen in vier Koinzidenzstufen zur Koinzidenz gebracht werden. An jede Stufe ist ein Zähler gekoppelt, der somit die Ereignisse im entsprechenden Zeitfenster registriert. Ein Vorteil dieser Anordnung ist, daß keine mit großer Totzeit behafteten Geräte wie Vielkanalanalysator und Zeit-Amplitudenkonverter verwendet werden.

IV. EIGENSCHAFTEN DES UNTERSUCHTEN NIVEAUS

Die Existenz eines isomeren Niveaus mit einer Halbwertszeit von ca. 10 µsec im Bereich der Cd-Isotope wurde erstmals von Krebiehl et al. [KMB 61] nach einer (γ, n)-Reaktion an natürlichem Cd und von McCarthy et al. [MCC 64] nach einer deuteroneninduzierten Reaktion am natürlichen Silber durch das Auftreten verzögerter γ-Strahlungen mit Energien von 205 und 260 keV festgestellt. Eine Identifikation des in Frage kommenden Isotops führten dann später McCarthy et al. [MCC 66] durch, die das isomere Niveau durch eine Untersuchung der Anregungsfunktion der $^{109}Ag(p,n\,\gamma)^{109}Cd$ Reaktion dem Isotop ^{109}Cd zuordnen konnten. Dieselben Autoren bestimmten die Emissionsreihenfolge der beiden γ-Strahlungen durch Vergleich des gemessenen Intensitätsverhältnisses mit den für die beiden möglichen Reihenfolgen aus Konversionsdaten berechneten theoretischen Werten. Aus der Energiesystematik der bekannten $7/2^+$ und $11/2^-$ Niveaus der benachbarten ungeraden Cd-Isotope schlossen sie schließlich auf Spin und Parität der Niveaus, so daß sich das Niveauschema der Abb. 8 ergab.

Ein weiteres Argument dafür, daß es sich bei dem isomeren Niveau um ein solches mit Spin und Parität $11/2^-$ handelt, liefert ein Vergleich des in der vorliegenden Arbeit bestimmten g-Faktors mit den g-Faktoren der $11/2^-$-Niveaus in den benachbarten Kernen ^{111}Cd ^{113}Cd ^{115}Cd, von denen dieser nur um maximal 5 % abweicht.

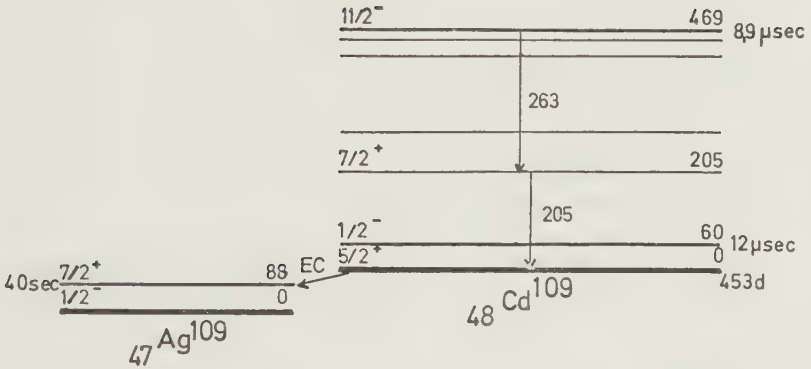

Abb. 8: Teil der Niveauschemata von ^{109}Ag und ^{109}Cd [LHP 68]

V. EXPERIMENTELLE ERGEBNISSE

1) MESSUNG DES VERZÖGERTEN γ-SPEKTRUMS UND DER LEBENSDAUER

Zur Identifikation der gesuchten γ-Übergänge und zur Abschätzung der Untergrundverhältnisse wurde ein γ-Spektrum nach der Reaktion $^{109}Ag(p,n)^{109}Cd^{*}$ bei $E_{Protonen}$ = 10 MeV mit einem 45 cm^3 großen GeLi-Detektor aufgenommen, der anstelle eines der Szintillationszähler in Abb. 6 aufgestellt war.

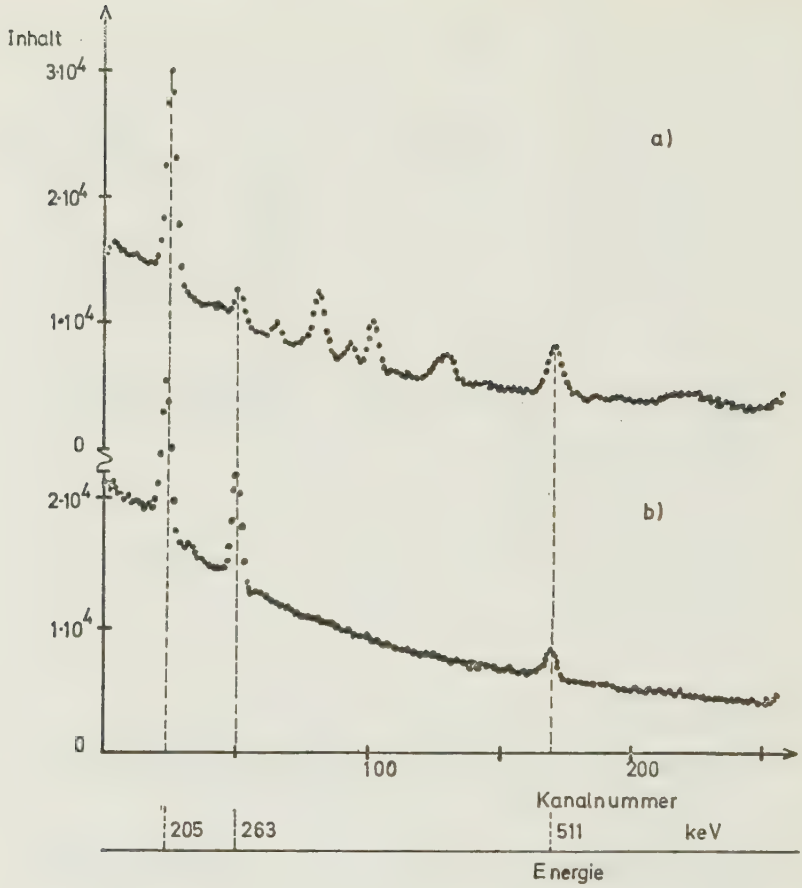

Abb. 9: γ-Spektren nach der Reaktion $^{109}Ag(p,n\gamma)^{109}Cd$

a) Promptes Spektrum mit 45 cm^3 GeLi-Detektor aufgenommen

b) Verzögertes Spektrum; 1-4 µsec nach der Aktivierung unter sonst gleichen Bedingungen aufgenommen wie 9 a.

Das gewonnene Energiespektrum zeigt die Abb. 9 a, die in linearem Maßstab gezeichnet ist. Bei den Energien 205 und 263 keV - Energie mit ^{133}Ba Präparat geeicht -, zeigen sich zwei Linien mit stark unterschiedlicher Intensität, was den Schluß nahelegt, daß zumindest beim 205 keV Übergang ein hoher Anteil prompt emittierter Strahlung vorliegt. Um hier Klarheit zu schaffen, wurden mit Hilfe einer Gate-Schaltung [Fro 70] nur solche Ereignisse registriert, die im Zeitintervall 1-4 µsec nach der Aktivierung durch den Strahlpuls auftraten. Dieses zeitgegatete Energiespektrum zeigt die Abb. 9 b. Man sieht, daß von den vorher vorhandenen 9 Linien nur 3 übrig bleiben: die beiden gesuchten bei 205 und 263 keV und der "Pseudoisomer" 511 keV. Nun sind die beiden isomeren γ-Strahlungen etwa von gleicher Intensität, so daß die starke Überhöhung der 205 keV Linie im ungegateten Spektrum von starken prompten Anteilen herrührt: Dieser Tatbestand stützt die von [MCC 66] getroffene Zuordnung der Emissionsreihenfolge.

In Abb. 9 c ist ein ebenfalls zeitgegatetes (5-45 µsec nach der Aktivierung) mit einem NaJ(Tl)-Szintillationszähler aufgenommenes Energiespektrum wiedergegeben. Aus diesem, unter den Bedingungen der Spinrotationsmessung, aufgenommenen Spektrum ist ersichtlich, daß die Energieauflösung des NaJ-Detektors hinreichend ist, um bei einem Verhältnis von Linie zu Untergrund von 2:1 den 263 keV Übergang mit Spinrotation und Stroboskopie zu untersuchen.

Mit der Elektronik der Abb. 6 wurde ein Lebensdauerspektrum der 263 keV Strahlung aufgenommen, das nach Untergrundkorrektur in Abb. 10 dargestellt ist. Der Einbruch im exponentiellen Abfall unmittelbar nach dem prompten Peak rührt von der Überlastung des Photomultipliers durch hohe prompte γ-Intensität her.

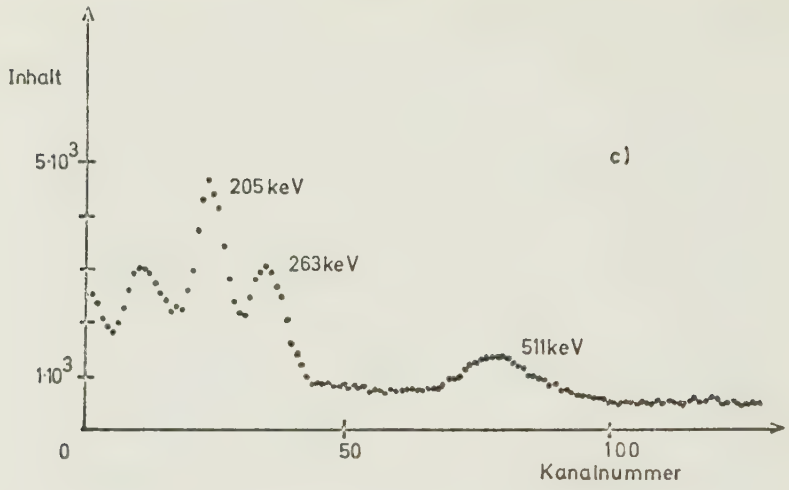

Abb. 9: c) Verzögertes γ-Spektrum; 5-45 µsec nach der Aktivierung mit 1 1/2" Ø x 1" NaJ(Tl)-Detektor aufgenommen.

Die Auswertung von 6 gleichartigen Messungen mittels der Programme LEFI und SRAP [Pau 70] ergab für die Halbwertszeit einen gemittelten Wert von

$$\tau_{1/2} = 8{,}9 \pm 0.6 \text{ µsec}$$

der mit dem Wert von 10.4 µsec ± 1 µsec von McCarthy et al. [MCC 66] innerhalb der Fehlergrenzen übereinstimmt.

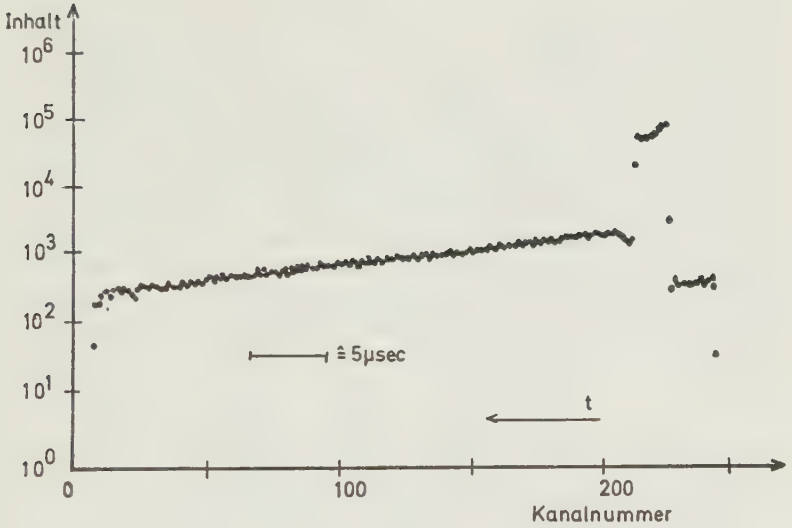

Abb. 10: Zeitliche Intensitätsverteilung der 263 keV γ-Strahlung

Eine Einteilchenabschätzung für die Lebensdauer des Niveaus [Mos 66] liefert bei einer angenommenen Multipolarität des Typs M2

$$\tau_{1/2} = 1.7\ \mu\text{sec},$$

was in Hinblick auf dieses recht grobe Modell eine gute Übereinstimmung darstellt.

2) ERGEBNISSE DER SPINROTATIONSMESSUNGEN

Die Spinrotationsmessungen wurden bei einer Targettemperatur von 1000 $\pm$ 10° C, - also ca 40° über dem Schmelzpunkt von Silber - in zwei unabhängigen Runs mit Magnetfeldern von 423,4 G (1802,5 kHz Protonenresonanzfrequenz) und 517,1 G (2201,5 kHz Protonenresonanzfrequenz) durchgeführt. Die Abb. 11 zeigt in linearem Maßstab ein typisches Spektrum der zeitlichen Intensitätsverteilung der 263 keV γ-Strahlung mit aufgeprägter sinusförmiger Modulation ohne Untergrundkorrektur. Ab Kanalnummer 200 sind die Meßpunkte nicht weitergezeichnet, da hier der um den Faktor 100 größere prompte Peak einsetzt.

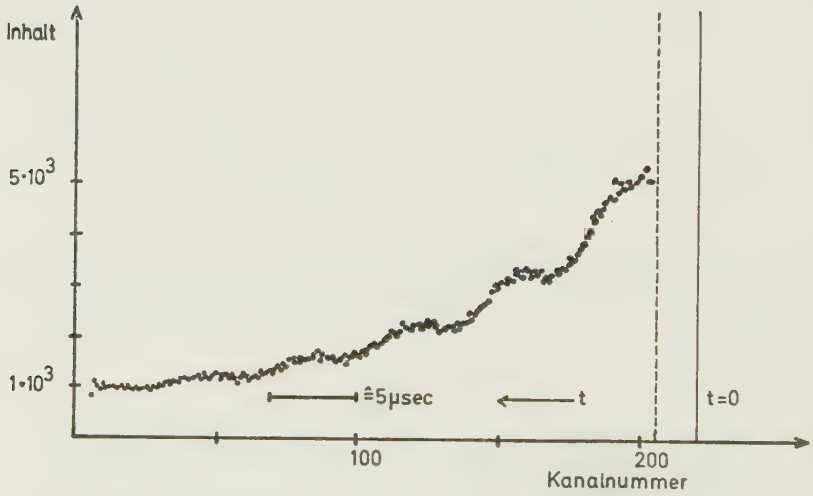

Abb. 11: Mit der Larmorfrequenz modulierte zeitliche Intensitätsverteilung der 263 keV γ-Strahlung bei einem äußeren Magnetfeld von 517,1 G

Die so gewonnenen Rohspektren wurden an der CDC 3300 Großrechenanlage der Universität Erlangen-Nürnberg mit dem Programm SRAP [Pau 70] auf Untergrund korrigiert und nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate ausgewertet. Hierbei wurde sowohl nach Formel 2.1 als auch nach Formel 2.2 vorgegangen. Abb. 12 ist die Wiedergabe eines ausgewerteten Einzelspektrums, das direkt von der Rechenanlage gezeichnet wurde. Die durchgezogene Kurve ist die an die Meßpunkte angepaßte theoretische Funktion.

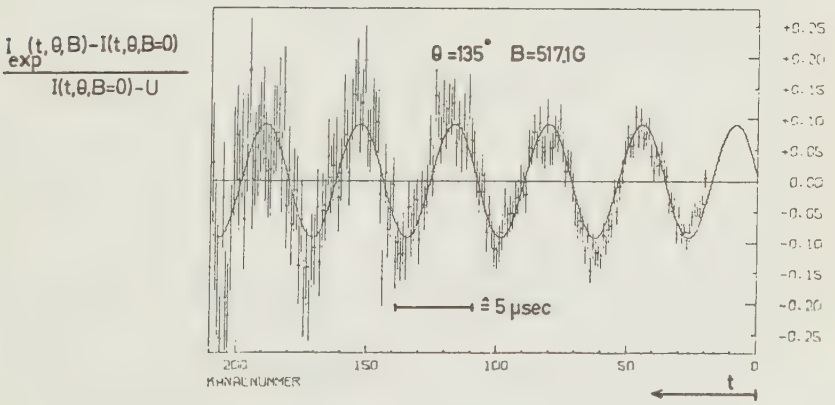

Abb. 12: Ausgewertetes Spinrotationsspektrum

Als Mittelwert der einzelnen Messungen ergab sich ein unkorrigierter g-Faktor von

$$g = -0{,}197 \pm 0{,}003$$

- Korrekturen werden in Abschnitt 5.4 diskutiert.

Der Fehler setzt sich aus der Ungenauigkeit der Zeiteichung und dem statistischen Fehler zusammen.

Das Vorzeichen des g-Faktors wurde aus der Anfangsphase der Modulation für t=O bei verschiedenen Winkeln (+ 153°, - 127°) zwischen Zähler und Strahlachse und bekannter Feldrichtung bestimmt.
Die Modulationsamplitude beträgt bei der gewählten Targettemperatur von 1000° C 0,103 $\pm$ 0,007, während bei Zimmertemperatur kein Effekt nachweisbar war.
Nach Raumwinkel- und Zeitauflösungskorrekturen folgt aus der Modulationsamplitude ein b_2-Wert von

$$b_2 = + 0{,}14 \pm 0{,}01$$

und somit ein A_2-Wert von

$$A_2 = + 0{,}20 \pm 0{,}01$$

Eine Dämpfung der Anisotropie läßt sich im gewählten Zeitintervall von 45 µsec nach der Aktivierung nicht nachweisen.

3) ERGEBNISSE DER STROBOSKOPIEMESSUNGEN

Der bei den Spinrotationsmessungen ermittelte g-Faktor wurde bei den Stroboskopieuntersuchungen zum bequemen Aufsuchen der Resonanzfeldstärke verwendet. Bei einem Pulsabstand von T = 4.000 µsec und einer Pulsbreite von 0.3 µsec wurde das Feld B so gewählt, daß im Resonanzfall zwei Modulationsperioden in das Zeitintervall zwischen zwei Strahlpulsen paßten.
Die Zeitfenster für die Stroboskopie wurden bei $t_1 = 5/8\ T_o$ und $t_2 = 7/8\ T_o$ mit einer Breite von $\pm$ 0,17 µsec eingestellt.
Abb. 13 zeigt ein Meßergebnis bei einer Targettemperatur von 1000° C $\pm$ 10° C.

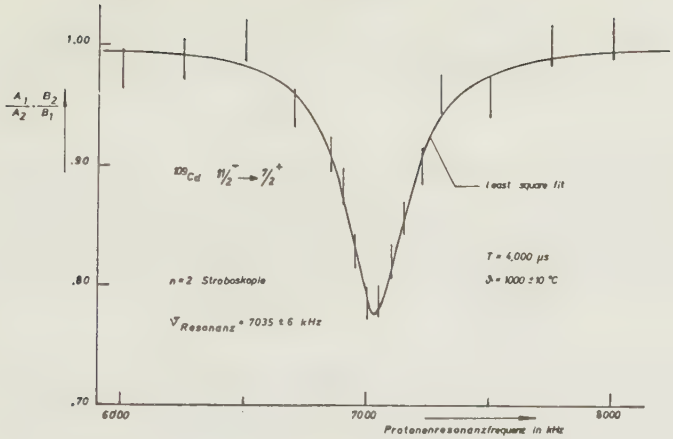

Abb. 13: Stroboskopieresonanzkurve

Die Größe des Resonanzeffektes bei 7035 $\pm$ 6 kHz beträgt etwa 0.22 bei einer Halbwertsbreite von 314 $\pm$ 25 kHz. Die durchgezogene Kurve ist eine mit dem modifizierten Programm DATFIT [Wit 68] nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate angepaßte theoretische Funktion. Als Mittelwert zweier unabhängiger Messungen ergab sich ein unkorrigierter g-Faktor

$$g = -0{,}1982 \pm 0{,}0004$$

Der Fehler setzt sich hier aus dem im Fit ermittelten statistischen Fehler und dem Fehler bei der Magnetfeldmessung zusammen.

Die relative Linienbreite $\Delta B/B$ beträgt $(4.5 \pm 0.4) \cdot 10^{-2}$ und ist damit in guter Übereinstimmung mit der aus der Lebensdauer und Pulsfolgezeit errechenbaren natürlichen Linienbrei-

te von $5 \cdot 10^{-2}$. Als untere Grenze für die Relaxationszeit folgt hieraus

$$\tau_{rel} \geqslant 120\ \mu sec$$

4) KORREKTUR DES GEMESSENEN g-FAKTORS

Der in Abschnitt 3 aus der Stroboskopieresonanz und der Pulsfolgezeit ermittelte g-Faktor ist noch nicht für das tatsächliche innere Feld B_{int} am Kernort korrigiert.

Da es sich beim Silber um ein diamagnetisches Metall handelt und angenommen wird, daß auch der Cd-Kern spätestens nach 10^{-7}sec seine diamagnetische Hülle aufgebaut hat, sollten zwei, wenn auch geringe Korrekturen abgeschätzt werden. Es handelt sich um

a) die diamagnetische Korrektur σ
b) die Änderung des inneren Feldes auf Grund des Pauli'schen Paramagnetismus der Leitungselektronen, ausgedrückt durch die Knightshiftkonstante K

Beide Effekte wirken gegensinnig und führen zu folgendem Ausdruck für das innere Feld

$$B_{int} = (1+K)(1-\sigma)B_{ext} = C\ B_{ext}$$

Der aus Referenz [Asi 68] entnommene Wert von σ ist $\sigma = 0{,}00488$. Aus NMR Messungen an ^{111}Cd und ^{113}Cd Grundzuständen im System Silber-Cadmium [Dra 59] ist die Knightshiftkonstante +) für den Fall verschwindender Cd-Konzentration

---

+) Dieser Wert wurde bei Zimmertemperatur gemessen; eine starke Temperaturabhängigkeit ist nicht zu erwarten.

zu $K = (5{,}98 \pm 0{,}05) \cdot 10^{-3}$ bekannt.

Damit folgt für den Wert obiger Korrekturkonstante

$$C = 1.001$$

Die Korrektur ist also kleiner als der experimentelle Fehler bei der Stroboskopiemessung und braucht somit bei der folgenden Diskussion des g-Faktors nicht berücksichtigt zu werden.

VI. THEORETISCHE BETRACHTUNGEN UND DISKUSSION DER MESSERGEBNISSE

Das in der vorliegenden Arbeit gewonnene experimentelle Ergebnis soll im folgenden mit theoretischen Vorhersagen verglichen werden. Zuvor sei aber in den Abschnitten VI. 1 und VI. 2 ein kurzer Abriß der Theorie der Schmidtwerte für das magnetische Dipolmoment und ihrer Korrektur durch Berücksichtigung von Konfigurationsmischungen gegeben, der größtenteils dem Artikel von H. Noya et al. [NAH 58] folgt.

1) DAS MAGNETISCHE DIPOLMOMENT IM STRENGEN EINTEILCHENMODELL - SCHMIDTWERTE

Ursache für das magnetische Dipolmoment eines Kernes sind die Ströme der Nukleonen. Die Stromdichte $\underline{j}_n$ setzt sich aus einer Konvektionsstromdichte $\underline{j}_c$ der Protonen und einer Magnetisierungsstromdichte aller Nukleonen zusammen:

$$6.1 \qquad \underline{j}_n(r) = \underline{j}_c(r) + c \cdot \nabla \times \underline{M},$$

mit $\underline{M}$ = Kernmagnetisierung.

$\underline{M}$ läßt sich durch die magnetischen Dipolmomente aller Nukleonen und $\underline{j}_c$ durch den Bahndrehimpuls der Protonen ausdrücken. Als Operator für die sphärischen Komponenten des magnetischen Kerndipolmoments ergibt sich dann nach [AlS 64]

$$6.2 \qquad \mathcal{M}(\lambda=1,\mu) = \mu_K \sum_k \left[g_{Sk}\underline{S}_k + g_{lk}\underline{l}_k\right] \cdot \nabla \left(r_k Y_{1,\mu}(\theta_k, \varphi_k)\right)$$

Hierbei bedeuten jeweils für das k-te Nukleon:

$\underline{l}_k$ = Bahndrehimpuls
$\underline{S}_k$ = Spin
g_{lk} = Bahn-g-Faktor
g_{Sk} = Spin-g-Faktor

$Y_{1,\mu}$ = Kugelfunktion
μ = 0, $\pm$ 1

Mit Hilfe dieses Operators läßt sich das magnetische Dipolmoment für einen Seniority-Eins-Zustand $j^p(j)$ zu

$$\mu(j^p(j)) = \langle j^p J = M = j | \mathcal{M}(\lambda=1,0) | j^p J = M = j \rangle$$

$$6.3 \qquad = j\left\{g_l \pm (g_s - g_l)/(2l+1)\right\} \; ; \; j = l \pm \frac{1}{2}$$

berechnen [NAH 58] . Dieser Ausdruck liefert den Schmidtwert für das von einem unpaarigen Nukleon mit Gesamtdrehimpuls j und Bahndrehimpuls l herrührende magnetische Dipolmoment eines gu oder ug Kernes, wenn man annimmt, daß sich die übrigen (p-1) Nukleonen in der j-Schale zum Gesamtdrehimpuls Null absättigen. Handelt es sich bei dem unpaarigen Nukleon um ein Proton (Neutron), so ist g_l = 1 (g_l=0) und g_s = 5.585 (g_s=-3.826) einzusetzen.

Bei der Berechnung der Dipolmomente nach Formel 6.3 wird angenommen, daß die Spin-g-Faktoren g_s für die Nukleonen im Kern mit den g_s-Faktoren der freien Nukleonen identisch sind.

Mesonische Austauschströme werden nicht berücksichtigt.

2) KORREKTUR DES SCHMIDTWERTES FÜR DAS MAGNETISCHE MOMENT DURCH BERÜCKSICHTIGUNG VON KONFIGURATIONSMISCHUNGEN

Die Ableitung der Formel 6.3 erfolgte unter der Annahme, daß es sich bei der $j^{\rho}(j)$ Konfiguration um eine reine Schalenmodellkonfiguration handelte. Diese Annahme kann man nicht länger aufrecht erhalten, wenn man Restwechselwirkungen zwischen den Nukleonen berücksichtigt, deren Existenz durch die empirischen Drehimpulskopplungsregeln und die experimentell bestimmten Paarungsenergien deutlich wird.

Die Restwechselwirkungen führen zu Beimischungen höher angeregter Konfigurationen Ψ_n zum Schalenmodell Grundzustand Ψ_o. Die Wellenfunktion des gemischten Zustandes lautet dann:

$$6.4 \qquad \Psi_{KM} = (\Psi_o + \sum_n \alpha_n \Psi_n)/(1 + \sum_n |\alpha_n|^2);$$

α_n wird als Mischamplitude bezeichnet. Nimmt man an, daß die $\alpha_n^2 \ll 1$ sind, so erhält man für das Matrixelement des magnetischen Dipoloperators

$$6.5 \qquad \langle \mathcal{M}(\lambda=1)\rangle \approx \langle 0|\mathcal{M}(\lambda=1)|0\rangle + 2 \sum_n \alpha_n \langle 0|\mathcal{M}(\lambda=1)|n\rangle$$

Das zweite Glied liefert somit die Korrektur des Schmidtwertes auf Grund der Konfigurationsmischung.

Die Restwechselwirkungen werden als reine Zweiteilchenwechselwirkungen V_{ik} angenommen, - Wechselwirkung zwischen dem i-ten und k-ten Nukleonen - so daß für die Mischungsamplituden folgt:

$$6.6 \qquad \alpha_n = - \frac{\langle n| \sum_{i<k} V_{ik} |0\rangle}{\Delta E_n}$$

ΔE_n ist die Energiedifferenz zwischen den Zuständen $\langle 0|$ und $\langle n|$. Rückschlüsse auf die Restwechselwirkungen lassen sich aus den vorhandenen Daten über Paarungsenergien gewinnen. So ist z. B. die Paarungsenergie für 2 Neutronen in einem Niveau j

6.7 $$P(j) = BE(Z,N) + BE(Z,N-2) - 2BE(Z,N-1)$$

BE = Bindungsenergie.

Die Paarungsenergie kann auch als Zweiteilchenenergiematrix

6.8 $$P(j) = -\langle j^2 0|V_{12}|j^2 0\rangle$$

geschrieben werden.
H. Noya et al. [NAH 58] nehmen eine δ-Funktionswechselwirkung der Form

6.9 $$\begin{aligned} V_{12} &= \left[((1-\underline{\sigma}_1\cdot\underline{\sigma}_2)/4)\cdot V_s + ((3+\underline{\sigma}_1\cdot\underline{\sigma}_2)/4)\cdot V_t\right]\delta(\underline{r}_{12}) \\ &= \left[V_o + V_1\,\underline{\sigma}_1\cdot\underline{\sigma}_2\right]\delta(\underline{r}_{12}) \end{aligned}$$

an. Hier bedeuten: V_s, V_t Singulett-, bzw. Triplettstärke des Wechselwirkungspotentials, $\underline{\sigma}_{1,2}$ den Spinvektor für Teilchen 1 bzw. 2 und $\delta(\underline{r}_{12})$ die δ-Funktion.
Da eine δ-Funktionswechselwirkung nur für den Singulettzustand $\neq 0$ ist, gilt

6.10 $$\langle j^2 0|V_{12}|j^2 0\rangle = \frac{(2j+1)}{2} V_s I(nl^2, nl^2)$$

mit $I(nl^2,nl^2) = 1/2 \int_0^\infty R_{nl}^4(r) r^2 dr$; R_{nl} = Radialfunktion des entsprechenden Zentralfeldproblems.

Bei Verwendung von Radialwellenfunktionen des harmonischen Oszillators ergibt sich die Beziehung

$$6.11 \qquad -V_s I(nl^2, nl^2) = f(nl^2, nl^2) C A^{-1/2}$$

wobei C eine aus Paarungsenergiedaten experimentell bestimmbare Konstante, $f(nl^2, nl^2)$ eine in [NAH 58] tabellierte Funktion und A die Nukleonenzahl des Kernes sind. Typische Werte für C im Bereich mittelschwerer Kerne liegen bei 20-30 MeV.

Die für die Berechnung des magnetischen Dipolmoments des $11/2^-$-Zustands im ^{109}Cd wichtige Art der Konfigurationsmischung ist in Abb. 14 schematisch angedeutet.

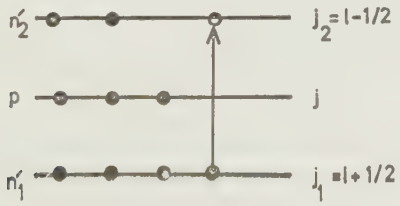

Abb. 14: Bei den Berechnungen verwendeter Anregungstyp

Die Niveaus j_1 und j_2 sind mit n_1' bzw. n_2' (n_1', n_2' gerade) Nukleonen besetzt, während das Niveau j die Konfiguration $j^p(j)$ aufweist. Durch die Restwechselwirkung der Teilchen im Niveau j wird ein Nukleon vom Niveau j_1 ins Niveau j_2 angehoben.

Damit lautet die Wellenfunktion des gemischten Zustandes:

$$\Psi_{KM} = \Psi(j_1^{n_1}(0)\, j_2^{n_2}(0)\, j^{p}(j)\, \mathcal{J}=j) +$$

6.12

$$+ \sum_{\mathcal{J}_1} \alpha_{\mathcal{J}_1} \Psi([j_1^{n_1-1}(j_1)\, j_2^{n_2+1}(j_2)]\mathcal{J}_1)\, j^{p}(j)\, \mathcal{J}=j)$$

Aus Gründen der Drehimpulserhaltung folgt, daß Matrixelemente eines Multipoloperators vom Rang λ nur für $J_1 = \lambda$ nicht verschwinden, so daß nur die Mischamplitude $\alpha_{J1} = \alpha_1$ berücksichtigt zu werden braucht. Somit sind entsprechend 6.5 und 6.6 Ausdrücke der Art

6.13 $$\langle j_1^{n_1}(0)\, j_2^{n_2}(0)\, j^{p}(j)\, \mathcal{J}=j \,|\, \mathcal{M}(\lambda=1)\,|\, [j_1^{n_1-1}(j_1)\, j_2^{n_2+1}(j_2)]\mathcal{J}(1)\, j^{p}(j)\, \mathcal{J}=j \rangle$$

und

6.14 $$\langle j_1^{n_1}(0)\, j_2^{n_2}(0)\, j^{p}(j)\, \mathcal{J}=j \,|\, \sum_{i<k} V_{ik}\,|\, [j_1^{n_1-1}(j_1)\, j_2^{n_2+1}(j_2)]\mathcal{J}(1)\, j^{p}(j)\, \mathcal{J}=j \rangle$$

zu bilden, die sich mit Hilfe des Formalismus der "fractional parentage" - Koeffizienten auf reduzierte Einteilchenmatrixelemente und Zweiteilchen-Energiematrixelemente

6.15 $$\langle j_1 j J' |\ V_{12}\ | j_2 j J' \rangle$$

zurückführen lassen.

Der Energienenner ΔE_n in 6.6 ergibt sich zu

6.16 $$\Delta E_n = a(j_2) - a(j_1) + P(j_1)$$

als Differenz der Einteilchenenergien für den harmonischen Oszillator zuzüglich der Paarungsenergie für das j_1-Niveau.

Als Endformel für die Korrektur des Schmidtwertes des magnetischen Dipolmomentes bei Anregung nach Abb. 14 folgt schließlich:

$$\delta\mu = \left[-\left[1+(-1)^{1/2+l-j}(j+1/2)\right]/(2j+2)\right] \cdot (g_s - g_l)$$

$$\times \left[n_1'(2j_2+1-n_2')/(2j_1+1)(2j_2+1)\right] \cdot 2l_1(l_1+1)/(2l_1+1) \qquad 6.17$$

$$\times \begin{Bmatrix} 2V_1 \\ -V_s \end{Bmatrix} \cdot \frac{I(n_1 l_1^2, nl^2)}{\Delta E_n}$$

Hier gilt der obere Ausdruck in der geschweiften Klammer bei der Anregung unterschiedlicher Nukleonen (Protonen-Neutronen) und der untere Ausdruck bei der Anregung gleichartiger Nukleonen (Protonen-Protonen, Neutronen-Neutronen).

3) VERGLEICH DER EXPERIMENTELLEN DATEN MIT DEN THEORETISCHEN BERECHNUNGEN

Das strenge Einteilchenmodell liefert für das von einem unpaarigen Neutron mit j=l+1/2 herrührende magnetische Moment den Schmidtwert $\mu = -1.913\ u_K$ und somit bei einem Niveau mit Spin $11/2^-$ den g-Faktor $g = -0.348$, der erheblich vom experimentellen Wert $g_{exp} = -0{,}198(2)$ abweicht. Diese Diskrepanz ist so beträchtlich, daß eine Korrektur auf Grund der Konfigurationsmischungstheorie nach Abschnitt VI. 2 versucht wurde.

Im Grundzustand besitzt der Kern ^{109}Cd nach [MDN 63] die Nukleonenkonfiguration:

Protonen: $(2p_{1/2})^2\ (1g_{9/2})^8$ Neutronen: $(2d_{5/2})^5\ (1g_{7/2})^6$

Im angeregten $11/2^-$-Zustand sind die folgenden drei Neutronenkonfigurationen vom Spin her möglich, für die jeweils eine Korrekturrechnung durchgeführt wurde.

a) $(2d_{5/2})^6 \quad (1g_{7/2})^4 \quad (1h_{11/2})^1$

b) $(2d_{5/2})^6 \quad (1g_{7/2})^2 \quad (1h_{11/2})^3$

c) $(2d_{5/2})^4 \quad (1g_{7/2})^6 \quad (1h_{11/2})^1$

Die Ergebnisse der mit Wellenfunktionen des harmonischen Oszillators durchgeführten Berechnungen sind zusammen mit den angenommenen Anregungstypen in der Tabelle I für Paarungsenergieparameter C = 20 MeV und C = 30 MeV wiedergegeben.

Es zeigt,sich, daß die Neutronenkonfiguration a mit einem Paarungsenergieparameter von C = 30 MeV die beste Übereinstimmung mit dem Experiment liefert.

Daß die Wahl C = 30 MeV sinnvoll ist, zeigt ein Vergleich dieses Wertes mit einem aus Bindungsenergiedaten von Kernen der $(2d_{5/2})$-Schale (^{88}Kr, ^{90}Sr, ^{92}Zr, ^{94}Zr, ^{94}Mo, ^{96}Mo) [Elt 65] bestimmten, gemittelten Paarungsenergieparameter

$$C_{exp} = 29{,}6 \text{ MeV}.$$

Die Mischungsamplituden α_n für die die beste Übereinstimmung erzielenden Anregungen sind

n: $d_{5/2} \longrightarrow d_{3/2}$: $\alpha = 0{,}059$

$g_{9/2} \longrightarrow g_{7/2}$: $\alpha = 0{,}059$

p: $g_{9/2} \longrightarrow g_{7/2}$: $\alpha = 0{,}019$

so daß die Summe aller Mischwahrscheinlichkeiten $\Sigma\alpha_n^2$ nur 0,007 beträgt. Es zeigt sich also, daß schon sehr geringe Beimischungen eine starke Korrektur des magnetischen Dipolmoments liefern, das sich nun nur noch um 7,5 % vom experimentellen Wert unterscheidet.

Berücksichtigt man, daß bei der Konfigurationsmischungstheorie Effekte zweiter Ordnung vernachlässigt wurden, was nach [NAH 58] einen Fehler von 10 % zur Folge hat, so kann man die erzielte Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment als gut bezeichnen.

Schließlich sind noch zum Vergleich in Tabelle II die Nukleonenkonfigurationen sowie theoretische und experimentelle g-Faktoren der anderen vermessenen $11/2^-$-Niveaus in den ungeraden Cd-Isotopen aufgeführt. Interessant ist die Systematik des Einbaus weiterer Neutronenpaare in die $1g_{7/2}$ und $1h_{11/2}$ Schalen beginnend beim ^{109}Cd. Das erste zusätzliche Neutronenpaar im ^{111}Cd wird in der $1h_{11/2}$ Schale eingebaut, während es zusammen mit dem nächsten Paar beim ^{113}Cd dazu verwandt wird, die $1g_{7/2}$ Schale abzuschließen. Beim ^{115}Cd wiederum findet man 3 Neutronen in der $1h_{11/2}$ Schale.

TABELLE I

Ergebnisse der Rechnungen für verschiedene Neutronenkonfigurationen und Anregungen.

Neutronen-konfigurationen	Anregungen	g-Faktor bei C = 30 MeV	g-Faktor bei C = 20 MeV	g-Faktor experimentell
$(2d_{5/2})^6(1g_{7/2})^4(1h_{11/2})^1$	n: $d_{5/2} \longrightarrow d_{3/2}$ $g_{9/2} \longrightarrow g_{7/2}$ p: $g_{9/2} \longrightarrow g_{7/2}$	- 0,183	- 0,217	
$(2d_{5/2})^6(1g_{7/2})^2(1h_{11/2})^3$	n: $d_{5/2} \longrightarrow d_{3/2}$ $g_{9/2} \longrightarrow g_{7/2}$ $h_{11/2} \longrightarrow h_{9/2}$ p: $g_{9/2} \longrightarrow g_{7/2}$	- 0.123	- 0,170	- 0,198(2)
$(2d_{5/2})^4(1g_{7/2})^6(1h_{11/2})^1$	n: $d_{5/2} \longrightarrow d_{3/2}$ $g_{9/2} \longrightarrow g_{7/2}$ p: $g_{9/2} \longrightarrow g_{7/2}$	- 0,238	- 0,261	

TABELLE II

g-Faktoren der $11/2^-$-Niveaus in den ungeraden Cd-Isotopen

Kern	Protonenkonfiguration	Neutronenkonfiguration	g_{th} a)	g_{exp}	
^{109}Cd	$(2p_{1/2})^2 (1g_{9/2})^8$	$(2d_{5/2})^6 (1g_{7/2})^4 (1h_{11/2})^1$	- 0,183	- 0,198(2)	d)
^{111}Cd		$(2d_{5/2})^6 (1g_{7/2})^4 (1h_{11/2})^3$	- 0,196	- 0,201	b)
^{113}Cd		$(2d_{5/2})^6 (1g_{7/2})^8 (1h_{11/2})^1$	- 0,249	- 0,198	c)
^{115}Cd		$(2d_{5/2})^6 (1g_{7/2})^8 (1h_{11/2})^3$	- 0,222	- 0,189	c)

a) A. Arima et al. Progr. Theoret. Phys. (Kyoto) 12, 623, (1954)
b) N. S. Laulainen et al. Phys. Rev. 177, 1615, (1969)
c) F. W. Byron et al. Phys. Rev. 136B, 1654, (1964)
d) Vorliegende Arbeit

SCHLUSSBEMERKUNG

Es war Aufgabe dieser Arbeit mit den Methoden der Spinrotation und der Stroboskopie den bisher nicht bekannten g-Faktor des $11/2^-$-Niveaus im ^{109}Cd mit hoher Genauigkeit (2‰) zu bestimmen und durch Vergleich mit den theoretischen Vorhersagen [NAH 58] Aufschluß über den Grad der Konfigurationsmischung und die wahrscheinlichste Nukleonenkonfiguration nach dem Schalenmodell zu gewinnen. Ferner wurde mit dieser Arbeit ein empfindlicher "Sondenkern" für festkörperphysikalische Untersuchungen erschlossen. In dieser Hinsicht wurden bereits Messungen der Temperaturabhängigkeit der Relaxationszeit des bei der Kernreaktion aufgebauten Alignements im Temperaturbereich von 300 - 1500°K durchgeführt, die Gegenstand einer weiteren Dissertation [Rin 70] sind.

Durch eine Einengung der Stroboskopieresonanzlinie bei Verkürzung der Pulsabstände sind ferner Messungen der Knightshift in verschiedenen Silberlegierungen und Verbindungen möglich geworden, die demnächst in Angriff genommen werden sollen.

L I T E R A T U R V E R Z E I C H N I S

[AlS 64] K. Alder, R. M. Steffen, Anm. Rev. of Nucl. Science 14, 403, (1964)

[Asi 68] E. Matthias, D. A. Shirley (Hersg) "Hyperfine Structure and Nuclear Radiations", Proceedings of a Conference held at Asilomar, North-Holland Publ. Comp., Amsterdam 1968

[BFJ 70] D. Bloch, D. Frosch, E. Jaeschke und E. Rinsdorf, Jahresbericht des Physikalischen Instituts, Erlangen 1968/69, S 140

[BMN 64] F. W. Byron, M. N. McDermott, R. Novick, B. W. Perry, E. B. Saloman, Phys. Rev. 136B, 1654, (1964)

[CMR 68] J. Christiansen, H.-E. Mahnke, E. Recknagel, D. Riegel, G. Weyer and W. Witthuhn, Phys. Rev. Lett. 21, 554, (1968)

[Dra 59] L. E. Drain, Phil. Mag. 4, 484, (1959)

[DST 63] A. de Shalit, I. Talmi, "Nuclear Shell Theory", London 1963

[Elt 65] L. R. B. Elton, "Nuclear Theory", London 1965

[Fro 70] D. Frosch, Diplomarbeit, Erlangen 1970 (in Vorbereitung)

[FrS 64] H. Frauenfelder, R. M. Steffen, Alpha-, Beta- and Gammarayspectroscopy, Chap. XIX, 1, Amsterdam, 1964

[JRI 69] E. Jaeschke, W. Reichardt, G. Ischenko, D. Frosch, B. Huber and E. Rinsdorf, Nucl. Instr. a. Meth. 71, 29, (1969)

[KMB 61] H. Krebiehl, U. Meyer-Berkhout, Z. f. Phys. 165, 99, (1961)

[LHP 68] C. M. Lederer, J. M Hollander, I. Perlman, "Table of Isotopes", New York 1968

[LMD 69] N. S. Laulainen, M. N. McDermott, Phys. Rev. 177, 1615, (1969)

[MCC 66] A. L. McCarthy, T. W. Conlon, Phys. Rev. 147, 881, (1966)

[MCC 64] A. L. McCarthy, B. L. Cohen, L. H. Goldman, Phys. Rev. 137B, 250, (1964)

[MDN 63] M. N. McDermott, R. Novick, Phys. Rev. 131, 707 (1963)

[MDN 64] M. N. McDermott, R. Novick, B. W. Perry, E. B. Saloman, Phys. Rev. 134B, 25, (1964)

[Mos 66] S. A. Moszkowski, Alpha-, Beta- and Gammaray-spectroscopy, Chap. XV, Amsterdam 1966

[NAH 58] H. Noya, A. Arima, H. Horie, Suppl. Progr. Theor. Phys. 8, 83, (1958)

[Pau 70] H. Pauli, Zulassungsarbeit, Erlangen, 1970 (in Vorbereitung)

[Rin 70] Rinsdorf, Dissertation, Erlangen 1970 (in Vorbereitung)

[Sch 37] Th. Schmidt, Z. f. Physik 106, 358 (1937)

[Wha 57] W. Whaling, Handbuch der Physik, Bd. 34, 193, Heidelberg, 1957

[Wit 68] J. Witte, Dissertation, Erlangen, 1968

[WoS 67] P. J. Wolfe, R. P. Scharenberg, Phys. Rev. 160, 866, (1967).

Herrn Professor Dr. H. Wegener danke ich für die Möglichkeit, diese Arbeit an seinem Institut ausführen zu können. Besonders bedanke ich mich für sein stetes Interesse am Fortgang der Experimente und für die angenehm freien Arbeitsbedingungen.

Allen Mitarbeitern meiner Arbeitsgruppe, den Herren Dipl.-Phys. E. Rinsdorf, cand.-phys. D. H. Bloch, cand.-phys. D. Frosch, cand.-phys. F. Gundelfinger und cand.-phil. H. Pauli möchte ich für die immer gute Zusammenarbeit und für ihren großen persönlichen Einsatz herzlich danken.

Herrn Dr. W. Reichardt danke ich für freundschaftliche Zusammenarbeit, Hilfsbereitschaft und wertvolle Ratschläge bei der Konstruktion der Targetkammer.

L E B E N S L A U F

Ich wurde am 13. 2. 1941 als einziges Kind des Sparkassenbeamten Erich Jaeschke und seiner Ehefrau Gertrud, geb. Bauske, in Stolp (Pommern) geboren.
Am 3. 3. 1960 legte ich am Neusprachlichen Gymnasium der Stadt Altena (Westfalen) die Reifeprüfung ab.

Das Studium der Physik begann ich im Sommersemester 1960 an der Universität Erlangen-Nürnberg. Das Wintersemester 1961 und das Sommersemester 1962 verbrachte ich als Stipendiat der Fulbright-Commission und des International Institute of Education an der Princeton University, Princeton, N. J., USA. Im November 1963 legte ich an der Universität Erlangen-Nürnberg die Vordiplomprüfung ab. Meine Diplomarbeit fertigte ich bei Herrn Professor Dr. H. Wegener im Physikalischen Institut Erlangen an.
Nach der im Januar 1967 abgelegten Diplomhauptprüfung war ich zunächst wissenschaftliche Hilfskraft. Seit 1. 9. 1968 bin ich wissenschaftlicher Angestellter und Leiter einer Experimentiergruppe am Erlanger Tandembeschleuniger.
In dieser Zeit ist die vorliegende Arbeit entstanden.

Am 17. 2. 1964 heiratete ich Fräulein Gudrun Rüdiger.
Unsere Tochter Cornelia ist sechs Jahre alt.

Offsetdruck-Fotodruck

J. Hogl, 8520 Erlangen Hauptstr. 109, (Nähe Martin-Luther-Platz) Tel. 22990